

УДК 621.315.592

© 1990

ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ПЛАВЛЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЕРМАНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

М. Ю. Аверьянова, С. Ю. Карнов

Установлено соответствие между оптическими свойствами расплава Ge, полученного при наносекундном лазерном воздействии на полупроводник, и оптическими свойствами равновесной жидкой фазы. Показано, что на временах $\sim 10^{-8}$ с кристаллический Ge перед плавлением перегревается на величину $\Delta T \approx 300 \pm 100$ К.

Использование лазерного воздействия малой (нано- и пикосекундной) длительности импульсов позволяет достичь экстремально высоких $\sim 10^9$ – 10^{14} К/с скоростей нагрева и охлаждения конденсированных сред. В таких условиях процессы плавления и кристаллизации твердых тел обладают рядом специфических особенностей, которые необходимо учитывать при построении физической картины фазовых превращений на малых временах [1].

Одной из таких особенностей является перегрев твердого тела перед плавлением, обусловленный конечным временем образования зародышей жидкой фазы. Получение данных о величине перегрева при различных длительностях воздействующего лазерного импульса должно дать в конечном счете прямую информацию о зависимости скорости зародышеобразования от превышения температуры полупроводника над его температурой плавления. Следует отметить, что теория зародышеобразования построена только для малого отклонения от равновесия, в частности для малых превышений температуры материала над температурой плавления. Известно, что при больших перегревах существенную роль начинают играть квантовые эффекты, обусловленные малостью размера критического зародыша. Впервые предположение о возможности сильного (~ 2000 К) перегрева кристаллического Si в процессе наносекундного лазерного воздействия было высказано в работе [2]. В дальнейшем по мере накопления экспериментального материала было выяснено, что столь значительный перегрев полупроводника реализуется при пикосекундном воздействии [3]. До последнего времени вопрос о возможности заметного перегрева полупроводника под действием наносекундных импульсов оставался открытым. Первые результаты, свидетельствующие о вероятном наблюдении перегрева в наносекундном диапазоне, были получены недавно в работах [4, 5] (см. раздел 4). Согласно данным этих работ (см. также [1]), величина перегрева при наносекундном воздействии не превышает сотен градусов.

Другая особенность процесса плавления полупроводников на малых временах, отмеченная впервые в работе [3], — это возможность образования метастабильных состояний жидкой фазы. Характерной чертой таких состояний является наследование структурных признаков исходной твердой фазы [1]. Экспериментальная регистрация появления на малых временах метастабильного состояния представляет собой самостоятельную проблему. Один из путей ее решения состоит в сравнении характеристик расплава, полученного при импульсном лазерном воздействии и в равно-

весных условиях. В последнее время появился ряд работ [6-9], выполненных преимущественно на Si, целью которых является сравнение оптических характеристик равновесной жидкой фазы и образующейся на малых временах в процессе лазерного воздействия (см. раздел 3).

Цель данной работы — подробное исследование динамики изменения оптических характеристик кристаллического и жидкого Ge в процессе воздействия на него наносекундных лазерных импульсов. Следует отметить, что это исследование во многом стимулировано результатами работы [5], в которой сообщалось о возможном наблюдении перегрева кристаллических Si и Ge перед плавлением. Однако неоднозначность интерпретации и ряд методических ошибок, допущенных в [5] (см. ниже), не позволяют сделать прямого вывода о перегреве этих полупроводников и тем более корректно оценить его величину. Выяснению этих вопросов посвящена основная часть данной работы. Кроме этого, в ней представлены результаты измерения спектральной зависимости коэффициента отражения света от расплава Ge, позволяющие сравнить оптические свойства жидкой фазы, полученной при импульсном воздействии и в равновесных условиях.

1. Методика эксперимента

В качестве образцов использовались механически полированные пластины кристаллического Ge с ориентацией (100) и (111), выращенного методом Чохральского. Поскольку в эксперименте не было выявлено влияния ориентации образцов на результаты проводимых исследований, в дальнейшем ориентация поверхности оговариваться не будет. Облучение полупроводника производилось импульсами второй гармоники излучения YAG : Nd³⁺ лазера, работающего в режиме модуляции добротности ($\tau = 25$ нс на полувысоте, $\lambda = 0.53$ мкм) с гауссовым распределением плотности энергии по сечению пучка. Типичный диаметр рекристаллизованной области после облучения $\sim 1.0 \div 1.5$ мм. Диапазон используемых плотностей энергии $E \approx 0.02 \div 0.50$ Дж/см².

Зондирование поверхности Ge в процессе импульсного воздействия осуществлялось непрерывным He—Ne лазером на трех длинах волн $\lambda = 0.63, 1.15, 3.39$ мкм; s-поляризация. Угол падения зондирующего излучения на образец 20°. Диаметр зондирующего луча ~ 80 мкм. Рабочее соотношение диаметров облучающего и зондирующего пучков ($\sim 15 : 1$) обеспечивало необходимую точность определения плотности энергии воздействия в точке зондирования. Положение точки зондирования относительно границ рекристаллизованной области контролировалось с помощью телекамеры. В случае зондирования поверхности светом с $\lambda = 3.39$ мкм, для которого кристаллический Ge прозрачен, перед экспериментом осуществлялось матирование обратной грани пластины с целью исключения интерференционных эффектов. Отраженный свет регистрировался с помощью быстродействующего фотодиода, согласованного с осциллографом С9-4. Временное разрешение регистрирующей системы ~ 1 нс.

Таблица 1

Значения коэффициента отражения R кристаллического Ge для s-поляризованного света, падающего на образец под углом 20° (температура образца 297 К)

	λ , мкм		
	0.63	1.15	3.39
Эксперимент [10-13]	0.510	0.400	0.365
	0.515	0.416	0.382

Перед экспериментом по регистрации динамики отражения зондирующего света предварительно проводилось измерение коэффициента отражения (КО) кристаллического Ge в стационарных условиях. Оптическая схема измерения соответствовала схеме, используемой в экспериментах по динамике. Точность измерений $\sim 2\%$. Результаты приведены в табл. 1. Там же представлены значения КО кристаллического Ge, рассчитанные для выбранного угла падения и поляризации зондирующего света на основе данных работ [10-13]. Отличие значений КО, полученных нами, от литературных связано с различной подготовкой поверхности образцов. Регистрируемые в экспериментах по динамике значения КО калибровались затем по уровню отражения от кристаллического Ge, измеренного в стационарных условиях.

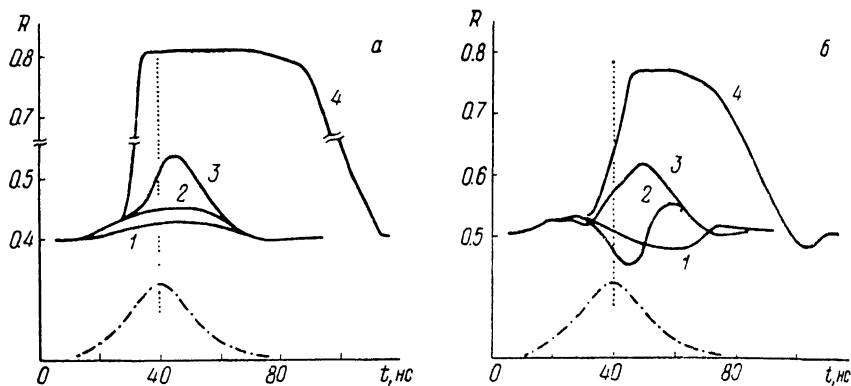


Рис. 1. Зависимости КО германия от времени при различных плотностях энергии лазерного воздействия.

а: 1 — $E=100$, 2 — 121, 3 — 150, 4 — 210 мДж/см²; б: 1 — 97, 2 — 121, 3 — 148, 4 — 200. Штрих-пунктир — лазерный импульс.

2. Экспериментальные результаты

В экспериментах регистрировались временные зависимости $R(t)$ КО света с длинами волн $\lambda=0.63, 1.15, 3.39$ мкм, зондирующего поверхность кристаллического Ge, при различных значениях плотности энергии лазерного воздействия. На рис. 1, а представлены зависимости $R(t)$ для случая зондирования с $\lambda=1.15$ мкм. Кривая 1 ($E \approx 100$ мДж/см²) характеризуется подъемом КО, начало которого совпадает практически с началом действия лазерного импульса. Если бы рост КО в данном случае был связан с возникновением зародышей жидкой фазы, то его следовало бы ожидать на спаде интенсивности воздействующего импульса, что соответствует максимальному подъему температуры в облучаемом полупроводнике. Поэтому повышение КО при $E \approx 100$ мДж/см² естественно связать с разогревом кристаллического материала. При $E \approx 121$ мДж/см² (кривая 2, рис. 1, а) на фоне плавного увеличения КО начинает возникать колоколообразный пик, расположенный во времени на заднем фронте интенсивности лазерного импульса. Как отмечалось выше, этот пик обусловлен частичным плавлением приповерхностного слоя полупроводника. С увеличением плотности энергии облучения происходит рост доли расплавленного материала, что приводит к увеличению амплитуды пика КО (кривая 3, $E \approx 150$ мДж/см²). При дальнейшем повышении плотности энергии КО выходит на стационарное значение, соответствующее отражению от однородно-расплавленного полупроводника (кривая 4, $E \approx 210$ мДж/см²). Момент появления расплава, соответствующий началу колоколообразного пика отражения, с увеличением плотности энергии воздействия сдвигается в сторону меньших времен.

В случае зондирования светом с $\lambda=3.39$ мкм наблюдаемое поведение КО аналогично описанному выше. Сходным образом ведут себя зависи-

мости $R(t)$ для $\lambda=0.63$ мкм (рис. 1, б) при $E > 160$ мДж/см². Однако вблизи порога плавления Ge поведение КО на длине волны 0.63 мкм существенно отличается от случая зондирования с $\lambda=1.15$ мкм (рис. 1, а). Эти различия связаны со сложным поведением оптических характеристик кристаллического Ge на длине волны 0.63 мкм в зависимости от температуры. Согласно данным работ [10-13], с ростом температуры до ~ 600 К происходит увеличение КО кристаллического Ge, а затем, при $T > 600$ К, его уменьшение. Именно такое поведение КО наблюдалось нами при облучении полупроводника с $E \approx 97$ мДж/см² (кривая 1, рис. 1, б). С увеличением E (кривая 2, $E \approx 121$ мДж/см²) на фоне падения КО возникает пик отражения, расположенный во времени на спаде интенсивности лазерного импульса. Как уже отмечалось выше, этот пик обусловлен появлением в приповерхностном слое зародышей жидкой фазы. Следует отметить, что качественное различие поведения КО кристаллического и жидкого Ge на длине волны 0.63 мкм вблизи точки плавления (падение КО для твердой

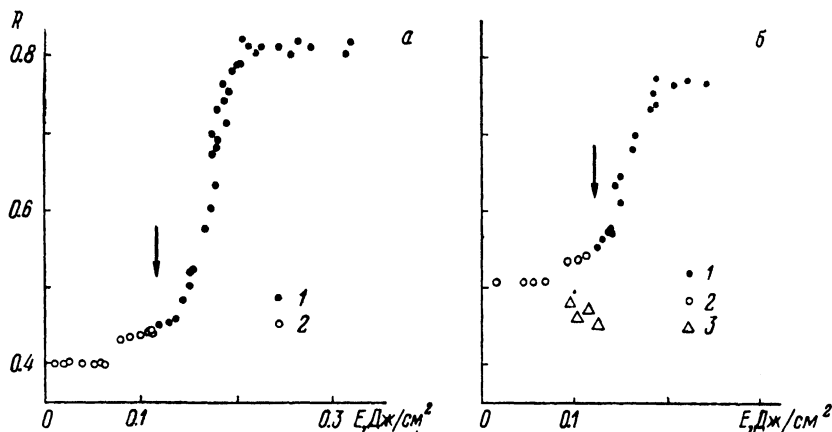


Рис. 2. Зависимости характерных значений КО германия, соответствующих максимуму или минимуму на $R(t)$, от плотности энергии воздействия. $\lambda=1.15$ (а), 0.63 мкм (б).

и рост КО для жидкой фаз с увеличением T) позволяет с высокой степенью точности определить порог плавления материала $E_{\text{пл}}$. Фиксируя плотность энергии, при которой впервые возникает пик отражения на фоне падения КО, мы получили $E_{\text{пл}} \approx 120 \pm 5$ мДж/см². В случае более длинноволнового зондирования ($\lambda=1.15, 3.39$ мкм) определение $E_{\text{пл}}$ затруднено тем, что отражение от кристалла и от расплава при повышении E ведут себя качественно сходным образом.

С целью изучения оптических свойств кристаллического Ge и его расплава нами были построены зависимости характерных значений КО (соответствующих максимуму или минимуму на кривых $R(t)$) от плотности энергии воздействия (рис. 2): 1 — отражение от расплавленного Ge, 2 — от кристаллического (и то, и другое в максимуме КО; в случае $\lambda=0.63$ мкм точки 2 соответствуют также промежуточному максимуму отражения от кристалла, наблюдаемому при $T \approx 600$ К), 3 — значения КО в минимуме кривой $R(t)$ при $\lambda=0.63$ мкм. Эти значения соответствуют максимальному разогреву кристаллического Ge перед плавлением.

При $120 \text{ мДж/см}^2 < E < 190 \text{ мДж/см}^2$ возрастание $R(E)$ обусловлено частичным плавлением приповерхностного слоя полупроводника. При $E > 190 \text{ мДж/см}^2$ КО выходит на стационарное значение, соответствующее отражению от полностью расплавленного приповерхностного слоя полупроводника.

3. Оптические свойства расплава Ge, полученного при наносекундном лазерном воздействии

В последнее время в литературе большое внимание уделяется вопросу о соответствии оптических характеристик расплавленных полупроводников IV группы, полученных в стационарных условиях и при импульсном лазерном воздействии [6-9]. Поводом к этому послужили результаты работ [6, 9], в которых с помощью эллипсометрии с наносекундным временным разрешением была измерена на разных длинах волн диэлектрическая проницаемость расплава Si, созданного импульсами эксимерного лазера. Эксперименты, проведенные авторами [6, 9], показали, что оптические свойства жидкого Si, образовавшегося на временах $\sim 10^{-8}$ с и в стационарных условиях, существенно различаются. Однако выводы [6, 9] были подвергнуты сомнению авторами более поздних работ [7, 8], также измерившими диэлектрическую проницаемость жидкого Si в нано- и пикосекундном диапазоне длительностей лазерного импульса. Данные [7, 8] хорошо согласуются с результатами измерений [14], выполненных в стационарных условиях. В настоящее время вопрос о соответствии оптических свойств расплава Si, полученного при импульсном лазерном воздействии, оптическим свойствам равновесной жидкой фазы Si остается открытым.

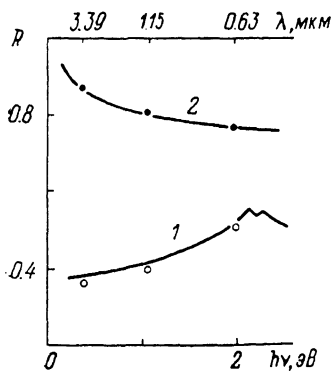


Рис. 3.

Оптические свойства жидкого Ge, образующегося на малых временах, по сравнению с Si изучены в гораздо меньшей степени. Согласно данным работы [9], величина диэлектрической проницаемости расплава Ge в интервале длин волн 0.3—0.5 мкм соответствует значениям, полученным в стационарных условиях [15]. В наших экспериментах оптические свойства расплавленного Ge исследовались в длинноволновой области спектра. В процессе наносекундного лазерного воздействия регистрировался КО зондирующего света от однородно-расплавленного слоя полупроводника на трех длинах волн $\lambda = 0.63, 1.15, 3.39$ мкм. Измерения КО проводились при плотностях энергии облучения ($E > 190$ мДж/см²), обеспечивающих выход КО на стационарное значение (рис. 2). В этом случае длина поглощения зондирующего света оказывается много меньше глубины однородно-расплавленного приповерхностного слоя полупроводника и измеренный КО отражает оптические свойства объемной жидкой фазы.

На рис. 3 представлены результаты измерений КО зондирующего света от кристаллического Ge, находящегося при комнатной температуре (1), и его расплава (2) на различных длинах волн. Сплошными линиями на рис. 3 показаны также спектральные зависимости КО кристаллического Ge, рассчитанные по данным работ [10, 13], и спектральная зависимость отражения его жидкой фазы. В последнем случае диэлектрическая проницаемость жидкого Ge определялась на основе модели Друде с параметрами $\omega_p = 2.5 \cdot 10^{16}$ с⁻¹, $\tau = 2.47 \cdot 10^{-16}$ с (ω_p — плазменная частота, τ — время релаксации импульса электронов в расплаве), взятыми из работы [15]. Как видно из рис. 3, оптические свойства расплава Ge, созданного наносекундным лазерным импульсом, в диапазоне $\lambda = 0.6 \div 3.4$ мкм хорошо соответствуют данным [15], полученным в стационарных условиях.

4. Оптические свойства кристаллического Ge, разогретого наносекундным лазерным импульсом

Как уже отмечалось во введении, вопрос о перегреве кристаллических полупроводников выше температуры плавления имеет принципиальное

значение для построения картины фазовых превращений на малых временах. В наибольшей степени этот вопрос изучен экспериментально в случае пикосекундного лазерного воздействия. Анализ экспериментальных данных работ [16, 17], проведенный авторами [3], показал, что при пикосекундном ($\tau=20$ пс, $\lambda=0.53$ мкм) лазерном воздействии кристаллический Si перегревается перед плавлением на величину $\Delta T \sim 1500$ К. В случае пикосекундного ($\tau=30$ пс, $\lambda=0.53$ мкм) и фемтосекундного ($\lambda=0.53$ мкм, $\tau=150$ фс) облучения кристаллического GaAs экспериментально определенная величина перегрева, согласно данным работ [18, 19], составляет $\Delta T \sim 600 \div 1000$ К. В [20] при исследовании пикосекундного лазерного воздействия на тонкую, не имеющую теплоотвода, пленку поликристаллического Al впервые была зарегистрирована временная задержка плавления; перегрев материала при этом достигал величины $\Delta T \sim 1000$ К.

В наносекундном диапазоне длительностей лазерного импульса перегрев полупроводников перед плавлением должен быть существенно меньшим. Однако до недавнего времени имелась лишь одна работа [4], выполненная на кристаллическом InP, экспериментальные данные которой указывают на наличие перегрева полупроводника в процессе наносекундного ($\lambda=0.53$ мкм, $\tau=20$ нс) лазерного воздействия. Оценка величины перегрева InP перед плавлением, данная в [1], составила $\Delta T \sim 200$ К.

В связи с этим появление работы [5], в которой сообщалось о возможном наблюдении перегрева кристаллических Si и Ge при воздействии на них наносекундных импульсов эксимерного лазера ($\lambda=0.248$ мкм, $\tau \approx 45$ нс), вызвало безусловный интерес. Обсудим кратко результаты этой работы. В экспериментах [5] регистрировались временные зависимости $R(t)$ КО света, зондирующего поверхность полупроводника в процессе воздействия на него лазерных импульсов с плотностями энергии, превышающими порог плавления материала. Типичная зависимость $R(t)$, наблюдаемая на Ge в случае $\lambda=1.15$ мкм и на Si в случае $\lambda=0.63$ и 1.15 мкм, включает в себя сначала медленный, а затем быстрый подъем КО вплоть до момента выхода его на стационарное значение. Изменение скорости нарастания КО (проявляющееся на кривой $R(t)$ в виде излома) авторы [5] связывают с появлением в приповерхностном слое материала зародышей жидкой фазы. Поэтому, согласно их интерпретации, величина КО в точке излома R_c характеризует оптические свойства разогретого полупроводника непосредственно перед его плавлением. Определенные таким образом значения R_c сравнивались авторами [5] с величинами, полученными путем линейной экстраполяции до температуры плавления известных из литературы температурных зависимостей КО. Как оказалось, найденные экспериментально значения R_c лежат выше значений, полученных с помощью экстраполяции. Исключение составил случай зондирования поверхности Ge при $\lambda=0.63$ мкм, когда не было зарегистрировано какого-либо существенного отклонения экспериментальной величины R_c от известной из литературы.

Авторы [5] приводят два возможных объяснения наблюдаемого ими эффекта: 1) некорректность использования линейной экстраполяции температурных зависимостей КО; 2) перегрев кристаллических Si и Ge перед плавлением, оцениваемый соответственно в 200 ± 150 и 300 ± 200 К. Кроме того, отклонение экспериментально найденных значений R_c от известных из литературы может быть связано также с интерференцией зондирующего света в разогретом приповерхностном слое кристалла. Эта возможность не обсуждалась авторами [5].

Таким образом, в рамках работы [5] не удается однозначно ответить на вопрос, перегреваются ли кристаллические Si и Ge выше точки плавления в процессе воздействия на них наносекундных импульсов или отклонение оптических характеристик этих полупроводников от предсказываемых на основе литературных данных имеет другую причину. В связи с этим мы дополнительно исследовали поведение оптических характеристик кристаллического Ge в процессе воздействия на него импульсов наносекундной длительности.

Предварительно нами были построены температурные зависимости КО кристаллического Ge $R(T)$ на длинах волн зондирования $\lambda=0.63$ и 1.15 мкм. Для этого мы использовали дополнительные (по сравнению с [5]) данные о поведении диэлектрической проницаемости Ge в области высоких температур [9-13]: до $T=1073$ К при $\lambda=1.15$ мкм и до температуры плавления $T=1210$ К при $\lambda=0.63$ мкм. В случае $\lambda=1.15$ мкм температурные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости экстраполировались до T_m с помощью кубического полинома. Затем на основе полученных зависимостей рассчитывались значения R_s , соответствующие углу падения $\theta=20^\circ$ и s-поляризации зондирующего света. Результаты расчета показаны на рис. 4 сплошными линиями. Как видно из этого рисунка, зависимости $R(T)$ вблизи точки плавления на обеих длинах волн являются нелинейными. Однако для $\lambda=1.15$ мкм эта нелинейность дает заниженное значение R_s по сравнению со случаем линейной экстраполяции температурной зависимости КО. Последнее означает, что для Ge наблюдаемый в [5] эффект не может быть объяснен нелинейным поведением $R(T)$ вблизи температуры плавления кристалла.

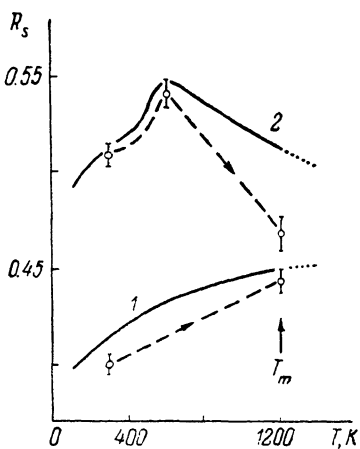


Рис. 4. Расчетные температурные зависимости КО кристаллического германия для двух длин волн зондирования.

λ , мкм: 1 — 1.15, 2 — 0.63. Точки — эксперимент.

При исследовании поведения оптических характеристик кристалла в динамике принципиальным является вопрос об определении момента плавления полупроводника в процессе облучения его лазерным импульсом. На наш взгляд, процедура, использованная для этого в [6] (основанная на фиксации излома на кривой $R(t)$), хотя и представляется естественной, тем не менее является не вполне корректной. Чтобы убедиться в этом, обратимся к зависимости $R(E)$ на рис. 2, а. При достаточно больших плотностях энергии воздействия начальный участок зависимости $R(t)$ фактически повторяет кривую $R(E)$. Как видно из рис. 2, а, на кривой $R(E)$ также наблюдается излом, однако этот излом не соответствует порогу плавления полупроводника, а лежит заметно выше него (см. раздел 2). Поэтому величина КО в точке излома должна превышать уровень отражения от разогретого перед плавлением кристалла.

В наших экспериментах использовалась другая методика определения величины КО кристаллического Ge непосредственно перед его плавлением. Как отмечалось в разделе 2, на длине волны зондирования 0.63 мкм разогрев кристалла выше ~ 600 К приводит к падению КО, а последующее появление зародышей жидкой фазы — к его возрастанию (рис. 1, б, кривая 2). В этом случае максимальному разогреву полупроводника соответствует величина отражения в минимуме временной зависимости $R(t)$. В наших экспериментах, проводимых при плотностях энергии, близких к порогу плавления Ge, регистрировался минимальный уровень отражения на кривой $R(t)$, а также момент времени t_m (отсчитываемый относительно максимума интенсивности воздействующего импульса), соответствующий этому минимуму. Затем при переходе к зондированию на длине волны $\lambda=1.15$ мкм полупроводник облучался с теми же плотностями энергии, что и в экспериментах на $\lambda=0.63$ мкм (точность соответствия плотностей энергии была не хуже 2%). При этом величина КО кристаллического Ge измерялась в момент времени t_m , соответствующий максимальному разогреву полупроводника. Результаты измерений R_s , выполненных по описанной методике, представлены на рис. 4. Там же показаны исходные значения КО при комнатной температуре (297 К), а также величина КО

на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм, соответствующая промежуточному максимуму на кривых $R(t)$ (температуре полупроводника $T \approx 600$ К).

Как видно из рис. 4, скачок КО $\Delta R_s = R_s(t_m) - R_s(297 \text{ К})$ на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм превышает рассчитанный на основе температурной зависимости диэлектрической проницаемости подъем R_s за счет нагрева кристалла от комнатной температуры до температуры плавления. Этот результат согласуется с данными работы [5]. При $\lambda = 0.63$ мкм экспериментально определенная величина скачка ΔR_s также превышает расчетное значение. Отметим, что в [5] это отклонение не было зафиксировано, что связано, по-видимому, с не вполне корректной процедурой определения момента плавления (см. выше).

Поскольку нелинейный характер поведения $R_s(T)$ вблизи точки плавления учитывался нами при построении этой зависимости, наблюдаемые отклонения скачков КО естественно связать с перегревом кристаллического Ge перед плавлением.

5. Перегрев полупроводника перед плавлением. Интерференционные эффекты

Для определения величины перегрева полупроводника перед плавлением авторы [6] использовали линейную экстраполяцию зависимости $R_s(T)$ в область температур, лежащих выше точки плавления кристалла. Кроме погрешности, обусловленной нелинейным поведением $R_s(T)$ в этой области, такая методика может давать ошибку, связанную с отсутствием учета интерференции зондирующего света в неоднородно-разогретом приповерхностном слое материала.

С целью оценки влияния интерференционных эффектов на результаты измерения R_s нами было проведено численное моделирование процесса отражения зондирующего света от разогретого лазерным импульсом кристаллического Ge. Учитывая оценочный характер этих расчетов, мы использовали упрощенную модель распределения диэлектрической проницаемости в неоднородно-разогретом материале.

В случае зондирования на длине волны 1.15 мкм распределение диэлектрической проницаемости по глубине полупроводника аппроксимировалось выражением

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon_0 + (\varepsilon_T - \varepsilon_0)(L_T - x)/L_T, & 0 \leq x \leq L_T, \\ \varepsilon_0, & x \geq L_T, \end{cases} \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 19 + i1$ — проницаемость Ge на длине волны 1.15 мкм при 297 К; L_T — эффективная глубина прогрева полупроводника к моменту времени t_m .

Для длины волны зондирования 0.63 мкм использовалось иное распределение $\varepsilon(z)$, учитывающее немонотонное поведение диэлектрической проницаемости с температурой

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} \varepsilon^* + (\varepsilon_T - \varepsilon^*)(L_T - x)/L_T, & 0 \leq x \leq L_T, \\ \varepsilon_0, & x \geq L_T, \end{cases} \quad (2)$$

где $\varepsilon_0 = 31.5 + i8$ — диэлектрическая проницаемость при 297 К; $\varepsilon^* = 28 + i22$ — проницаемость Ge при ≈ 600 К. В распределении (2) плавный переход от ε^* к ε_0 , наблюдаемый в эксперименте, заменен скачкообразным. Однако, как показало сравнение с другими модельными профилями $\varepsilon(z)$, эта замена слабо влияет на результаты расчета.

Чтобы определить значения ε_T при температурах, превышающих температуру плавления, мы использовали экстраполяцию вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости кубическим полиномом. Результаты экстраполяции приведены в табл. 2. Коэффициент отражения зондирующего света рассчитывался с помощью численного интегрирова-

ния одномерного волнового уравнения с модельным распределением диэлектрической проницаемости (1) или (2).

На рис. 5 показаны расчетные зависимости скачков КО зондирующего света ΔR , при различных температурах поверхности Ge от эффективной глубины прогрева приповерхностного слоя L_T . Как видно из этого ра-

Таблица 2

Значения диэлектрической проницаемости ϵ кристаллического германия при различных температурах

T, K	$\lambda = 1.15 \text{ мкм}$	$\lambda = 0.63 \text{ мкм}$
1210	$23 + i \cdot 2$	$17 + i \cdot 20.5$
1400	$23.4 + i \cdot 2.3$	$14.5 + i \cdot 20.2$
1600	$23.7 + i \cdot 3$	$12 + i \cdot 20$

сунка, на длине волны $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ интерференционные эффекты уже при $L_T > 0.1 \text{ мкм}$ становятся несущественными, что связано с малой длиной поглощения зондирующего света. В случае $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$ интерференционные эффекты дают заметный вклад в отражение и могут повлиять на результат измерения величины перегрева полупроводника перед плавлением (в [5] величина перегрева Ge определялась на длине волны $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$).

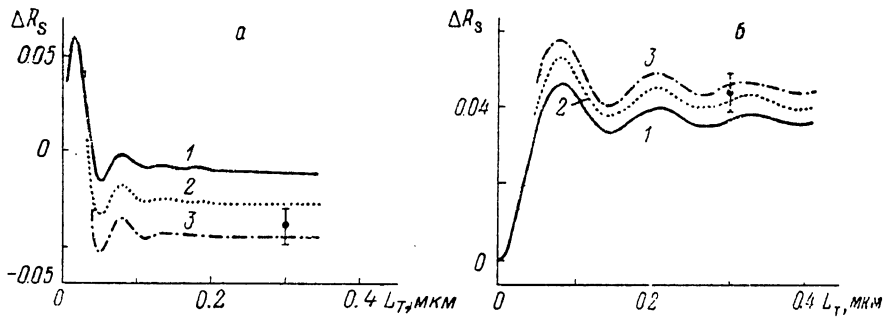


Рис. 5. Зависимости скачков КО зондирующего света от германия при различных температурах поверхности от эффективной глубины прогрева приповерхностного слоя $\lambda = 0.63 \text{ (a)}$, 1.15 мкм (б) .

T, K : 1 — 1210, 2 — 1400, 3 — 1600.

Эффективная глубина прогрева L_T по порядку величины равна $(\kappa \Delta t)^{1/2}$, где κ — средний по температуре коэффициент температуропроводности, Δt — эффективное время разогрева кристалла до начала плавления. В нашем случае $\Delta t \approx 10 \text{ нс}$, что для $\kappa = 0.1 \text{ см}^2/\text{с}$ [13] дает значение $L_T \approx 0.3 \text{ мкм}$.

На рис. 5 наряду с расчетными зависимостями $\Delta R_s(L_T)$ показаны также экспериментально найденные значения ΔR_s для кристаллического Ge. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ позволяет оценить величину перегрева полупроводника перед плавлением: $\Delta T = 320 \pm 100 \text{ K}$ (из рис. 5, а видно, что в отсутствие интерференции для этого не требуется знать точного значения L_T). В то же время определение величины ΔT на длине волны $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$ недостаточно надежно из-за сложности корректного учета интерференционных эффектов. Действительно, из рис. 5, б видно, что значение $L_T \approx 0.3 \text{ мкм}$ попадает в область заметных осцилляций коэффициента отражения (осцилляции исчезают только при $L_T > 1 \text{ мкм}$). В этом случае при определении величины пере-

грева на длине волны $\lambda \approx 1.15$ мкм следует допустить возможность отличия эффективной глубины прогрева от значения $L_T \approx 0.3$ мкм, полученного в результате грубой оценки. С учетом этого получаем $\Delta T = 0 \div 500$ К (как видно, основываясь только на этих данных, нельзя делать вывод о наличии перегрева кристаллического Ge перед плавлением).

При определении величины перегрева на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм предполагалось, что изменение диэлектрической проницаемости связано в основном с разогревом полупроводника. Возможным конкурирующим эффектом является уменьшение ϵ , обусловленное рассеянием зондирующего света на свободных носителях. Покажем, что влияние этого эффекта мало.

Концентрация носителей, генерируемых в процессе лазерного воздействия, ограничивается Оже-рекомбинацией и не превышает величины $n \sim (G/\gamma)^{1/2}$, где γ — константа Оже-рекомбинации (для Ge составляющая $2 \cdot 10^{-31}$ см⁶·с⁻¹), G — скорость генерации электрон-дырочных пар. Величина $G \approx E/(\hbar\omega L_D \tau)$, где E — характерная плотность энергии, $\hbar\omega$ — энергия кванта воздействующего света; $L_D \sim (D_a \tau)^{1/2}$ — длина растекания носителей в полупроводнике; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии (для Ge при 300 К величина $D_a = 65$ см²·с⁻¹). При $\tau \approx 2 \cdot 10^{-8}$ с длина растекания $L_D \sim 10$ мкм; за счет температурного уменьшения D_a и «запирания» носителей в приповерхностном слое длина растекания может уменьшиться не более чем на порядок. В последнем случае, подставляя значение $E = 0.1$ Дж/см², $\hbar\omega = 2.34$ эВ, получим для концентрации неравновесных носителей оценку сверху $n \leq 9 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

Изменение диэлектрической проницаемости, обусловленное рассеянием света на свободных носителях, равно $\Delta\epsilon = -e^2 \lambda^2 n / \pi m^* c^2$, где e — заряд, m^* — эффективная масса электрона (для Ge $m^* = 0.2m_0$, m_0 — масса свободного электрона), c — скорость света, λ — длина волны зондирующего света. Для $n \approx 9 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $\lambda = 0.63$ мкм величина $\Delta\epsilon \approx -0.16$, что существенно меньше температурного изменения диэлектрической проницаемости (табл. 2).

Таким образом, данные оптических измерений показывают, что кристаллический Ge перед плавлением перегревается на $\Delta T = 300 \pm 100$ К (значение, полученное на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм, округлено до ближайшей значащей цифры). Эта величина совпадает с оценкой, приведенной в работе [5]. Причиной совпадения, однако, является взаимная компенсация погрешностей при определении ΔT в [5], обусловленных использованием линейной экстраполяции зависимостей $R_s(T)$ и некорректным определением момента плавления полупроводника. Отметим также, что найденная величина перегрева Ge в процессе наносекундного воздействия согласуется с результатом, полученным на кристаллическом InP [1, 4].

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. С помощью оптического зондирования поверхности с наносекундным временным разрешением проведено исследование динамики плавления кристаллического Ge под действием наносекундных ($\tau = 25$ нс, $\lambda = 0.53$ мкм) лазерных импульсов. Показано, что выбором длины волны зондирования можно добиться качественного различия в поведении отражения зондирующего света от кристалла и расплава при повышении температуры (плотности энергии воздействия) полупроводника. Проведение экспериментов в этих условиях позволяет достичь наибольшей точности определения порога и момента плавления материала.

2. В процессе наносекундного лазерного воздействия на трех длинах волн (3.39, 1.15, 0.63 мкм) измерена величина коэффициента отражения жидкого Ge. Показано, что найденные значения находятся в хорошем согласии с данными, полученными в равновесных условиях.

3. В процессе наносекундного воздействия исследовано поведение оптических характеристик кристаллического Ge вблизи его порога плавления. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о перегреве полупроводника перед плавлением. Определение величины пере-

грева на длине волны $\lambda = 1.15$ мкм является недостаточно надежным из-за сложности корректного учета интерференционных эффектов. Оценка величины перегрева, полученная на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм, дала значение $\Delta T = 300 \pm 100$ К.

Авторы благодарны В. Е. Мячину и И. А. Соколову за помощь в проведении экспериментов, а Ю. В. Ковальчуку и Ю. В. Погорельскому за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В. // ФТП. 1982. Т. 16. № 1. С. 1945—1969.
- [2] Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Попов А. И. // ФТП. 1982. Т. 16. № 1. С. 22—26.
- [3] Алферов Ж. И., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В., Смольский О. В., Соколов И. А. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 22. С. 1373—1376.
- [4] Аверьянова М. Ю., Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Мячин В. Е., Погорельский Ю. В., Пятаев В. З., Соколов И. А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 18. С. 1119—1123.
- [5] Jellison G. E. Jr., Lowndes D. H., Mashburn D. N., Wood R. F. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 4. P. 2407—2415.
- [6] Jellison G. E. Jr., Lowndes D. H. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 7. P. 718—721.
- [7] Гусаков Г. М., Комарницкий А. А., Сарксян С. С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 3. С. 175—179.
- [8] Li K. D., Fauchet P. M. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 21. P. 1747—1749.
- [9] Jellison G. E. Jr., Lowndes D. H. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 1. P. 352—354.
- [10] Viña L., Logothetidis S., Cardona M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 1979—1991.
- [11] Aspnes D. E., Studna A. A. // Rev. Sci. Instrum. 1978. V. 49. N 3. P. 291—297.
- [12] Алгазин Д. Е., Блюмкин Ю. А., Гребнев Н. И., Свиташев К. К., Семенко Л. В., Яблонцева Т. М. // Опт. и спектр. 1978. Т. 45. № 2. С. 330—339.
- [13] Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Group III: Crystal and Solid State Physics. V. 17. Semiconductors, subvolume A: Physics of Group IV Elements and III—V Compounds / Ed. O. Madelung, M. Schulz. Berlin, 1982. 642 с.
- [14] Шварев К. М., Баум Б. А., Гельд П. В. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 11. С. 3246—3248.
- [15] Hodgson J. N. // Phil. Mag. 1961. V. 6. N 64. P. 509—515.
- [16] Liu J. M., Kurz H., Bloembergen N. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 643—646.
- [17] Liu J. M., Kur Z. H., Bloembergen N. // Laser Solid Interactions and Transient Thermal Processing of Materials / Ed. J. Narayan, W. L. Brown, R. A. Lemans. N. Y., 1983. P. 3—12.
- [18] Hermes P., Danielzik B., Fabricius N., von der Linde D., Kuhl J., Heppner J., Strizker B., Pospieszczyk A. // Appl. Phys. A. 1986. V. 39. N 1. P. 9—11.
- [19] Fabricius N., Hermes P., von der Linde D. // Sol. St. Comm. 1986. V. 58. N 4. P. 239—242.
- [20] Williamson S., Mouron G., Li J. C. M. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 26. P. 2364—2367.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1989 г.